PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. | 15. Januar 1916. | 17. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 3 am 5. Februar 1916.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. Siegbahn u. E. Friman, Über die Hochfrequenzspektra der Elemente Gold bis Uran. S. 17.

P. Scherrer, Die Rotationsdispersion des Wasserstoffs. S. 18.

B. Walter, Über das Wulfsche Elektrometer und das Engler und Sievekingsche Fontaktoskop. S. 21.

Th. Christen, Energiemessung von ionisierenden Strahlen insbesondere von Röntgenstrahlen. S. 23.

Besprechungen:

Festschrift Julius Elster und Hans Geitel. S. 25.

J. A. Schouten, Grundlagen der Vektor- und Affinoranalysis. S. 27.

A. Nimführ, Die Luftfahrt. S. 28.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 28.

Tagesereignisse. S. 28.

Personalien. S. 28.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Hochfrequenzspektra der Elemente Gold bis Uran.

Von Manne Siegbahn und Einar Friman.

1. In den Hochfrequenzspektren der Elemente besitzen wir bekanntlich eine zuverlässige Methode zur Bestimmung der Ordnungszahl des betreffenden Elementes bzw. eine Methode, fehlende Elemente zu entdecken. So hat z. B. Moseley[1]) gezeigt, daß zwischen Aluminium und Gold nur drei bisher unentdeckte Elemente zu erwarten sind.

Die vorliegende Untersuchung bezweckt eine Bestimmung der zwischen Gold und Uran liegenden Elemente. Von de Broglie[2]) sind schon einige provisorische Messungen auf diesem Gebiete nach der Sekundärstrahlungsmethode ausgeführt. Da aber eben hier eine verhältnismäßig große Lücke (von 6 Elementen) zu überbrücken ist, sind weit genauere Messungen nötig. Unsere Aufnahmen der Hochfrequenzspektra sind daher nach der Primärstrahlungsmethode ausgeführt, d. h. das betreffende Element wurde als Antikathode in einer Röntgenröhre angebracht. Da ferner das zu untersuchende Wellenlängengebiet, die α-Linien der L-Serie, aus leicht absorbierbaren Strahlen besteht, wurde das Rohr mit einem Fenster aus 0,05 mm dickem Aluminiumblech versehen.

Bei dieser ersten Untersuchung haben wir nur eine einzige Linie bei jedem Elemente bestimmt und zwar die stärkste der zwei α-Linien der L-Serie. Diese Reihe ist auch die bekannteste von den vier L-Serien. Die vorigen Bestimmungen (von Moseley) gehen von Zirkon bis Gold. Durch die jetzige Untersuchung erstrecken sich somit die Messungen bei dieser Reihe über mehr als 50 Elemente.

1) H. G. J. Moseley, Phil. Mag. (6) **27**, 703, 1914.
2) M. de Broglie, C. R. **158**, 1785, 1914.

2. Die spektroskopischen Aufnahmen geschahen mit einem rotierenden Steinsalzkristall, dessen Drehungsgeschwindigkeit etwa 1^0 in 4 Minuten betrug. Dabei wurde jedes Gebiet mehrmals überfahren (zwischen 4 und 16 Mal), je nach der Intensität der Strahlen. Als Blenden (Kollimator) dienten zwei Bleispalte, der erste mit einer Weite von 0,1 oder 0,2 mm, der zweite von 1 bis 2 mm. Die Abstände, erster Spalt-Kristall und Kristall-Platte, waren beide gleich und zwar etwa 13 cm.

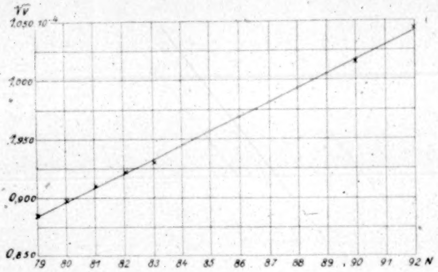
Von den untersuchten Elementen wurde Gold als Blech auf der kupfernen Antikathode angelötet, Blei, Wismut und Thallium an der verzinnten Kupferplatte geschmolzen, Quecksilber (als Zinnober), Thor (als Thoroxyd) und Uran (als Metallpulver) an der mit einer groben Feile geritzten Kupferplatte angerieben.

Zum Evakuieren des Rohres diente eine Molekularluftpumpe.

3. Die Messungsresultate sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Element	Ordnungszahl N	Wellenlänge $\lambda\alpha \cdot 10^8$ cm	$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} \cdot 10^{-4} = \sqrt{\nu} \cdot 10^{-4}$	$QL = \sqrt{\frac{\nu}{\frac{5}{36}\nu_0}}$	$N-QL$
Au	79	1,280	0,884	71,6	7.4
Hg	80	1,243	0,897	72,7	7.3
Tl	81	1,209	0,909	73.7	7.3
Pb	82	1,179	0,921	74.6	7.4
Bi	83	1,157	0,930	75.3	7.7
....	...	—	—	—	—
Th	90	0,971	1,015	82,2	7,8
....	...	—	—	—	—
U	92	0,919	1,043	84,5	7.5

Wie die graphische Darstellung der Werte $\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = \sqrt{\nu}$ (Figur) zeigt, erhält man mit *Th* als 90 und *U* als 92 einen linearen Zusammenhang von $\sqrt{\nu}$ und N. Diese Ordnung der



höchsten Elemente stimmt auch völlig mit dem System von J. R. Rydberg[1]). Eine numerische Vergleichung der Werte nach der von Moseley angegebenen Relation

$$N - \sqrt{\frac{\nu}{\frac{5}{36}\nu_0}} = b \qquad (1)$$

zeigt ferner, daß unsere Werte mit den von ihm für die anderen Elemente gefundenen (wo b im Mittel 7,4 war) sehr gut übereinstimmen. Auch lassen die Resultate keinen Zweifel betreffs des Platzes der verschiedenen Elemente übrig.

Eine Durchrechnung der ganzen bis jetzt bekannten L_α-Reihe zeigt übrigens, daß die von Moseley theoretisch begründete Formel 1 nicht die beste Darstellung der experimentellen Werte ist. Schreibt man 1 in der Form

$$\sqrt{\nu} = a\,[N - b], \qquad (2)$$

so ergibt die Berechnung für b den Wert 7,12 (a = 122,8 statt 123,4 bei M). Eine Abweichung von der in (2) gegebenen linearen Relation zwischen $\sqrt{\nu}$ und N scheint allerdings innerhalb des untersuchten Gebietes von 52 Elementen nicht stattzufinden.

Vorläufig sei bemerkt, daß der zweiten Linie des Dupletts (α_2) z. B. bei Tl eine Wellenlänge $\lambda_{\alpha_2} = 1{,}220$ zukommt ($\lambda_{\alpha_1} = 1{,}209$).

1) J. R. Rydberg, Untersuchungen über das System der Grundstoffe. Lunds Universitets Årsskrift. N. F. Afd. 2, Bd. 9, Nr. 18, 1913.

Lund, Physikalisches Institut der Universität, 16. Dezember 1915.

(Eingegangen 21. Dezember 1915.)

Die Rotationsdispersion des Wasserstoffs.

(Ein Beitrag zur Kenntnis der Konstitution des Wasserstoffmoleküls.)

Von Paul Scherrer[1]).

§ 1. Ziel.

Herr Debye[2]) hat kürzlich ein besonders einfaches Modell für das Wasserstoffmolekül vorgeschlagen und auf Grund der Gesetze der Mechanik, des Coulombschen Gesetzes und der Quantenhypothese die Dispersion des Wasserstoffs berechnen können. Die Übereinstimmung der berechneten Formel mit der Erfahrung ist vorzüglich. Das Hauptgewicht ist hier nicht etwa auf den Bau der Dispersionsformel zu legen, die ja große Ähnlichkeit mit der Drudeschen hat und überdies im ganzen experimentell erreichbaren Gebiet durch eine frühzeitig abgebrochene Reihenentwicklung ersetzt werden kann. Vielmehr hat man den wesentlichen Fortschritt darin zu erblicken, daß während in der Drudeschen Darstellung Elektronenzahlen und Eigenfrequenzen eine Rolle spielen, über deren Größe man von vorneherein nicht im mindesten unterrichtet ist, bei der Debyeschen Formel keine einzige Konstante aus Dispersionsexperimenten abgeleitet wird, und alles von vorneherein ausdrückbar ist in universellen Konstanten.[3])

Es ist wohl sicher, daß wir im Zusammenhange mit dem Planckschen Wirkungsquantum von den althergebrachten Prinzipien eines oder mehrere aufzugeben haben werden. Leider ist eine genaue Formulierung eines neuen allumfassenden Prinzips noch nicht gelungen. Deshalb sind wir wenigstens vorläufig noch ganz und gar darauf angewiesen, in langsamem Fortschreiten Gesetz nach Gesetz zu prüfen. In diesem Sinne können wir die bisher ausgeführte Dispersionsrechnung als Bestätigung dafür ansehen, daß die klassischen Gesetze der Mechanik für die Berechnung der Störungen im Innern des Atoms aufrecht erhalten werden können.

Bei der großen Unklarheit, die der Formulierung der Wirkung eines Magnetfeldes anhaftet, schien es von besonderem Interesse, das Verhalten eines H_2-Modells unter Einwirkung eines Magnetfeldes zu untersuchen. Als Effekt wählen wir den Faradayeffekt (magnetische Drehung der Polarisationsebene) und berechnen versuchsweise, unter vollständiger Anlehnung an die alt-

1) Diese Notiz wurde am 1. Juni 1915 der k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen vorgelegt.

2) P. Debye, Sitzungsber. d. königl. Bayr. Akad. 1915. 1.

3) In dem erwähnten Drudeschen Sinne wurde die Rotationsdispersion des H_2 berechnet durch A. Heydweiller. Verh. Deutsch. phys. Gesellsch. 1915, S. 179.

hergebrachten Prinzipien die Größe jenes Effektes. Das heißt also, wir versuchen den Effekt nach Größe und Dispersion vollständig vorherzusagen unter alleiniger Benutzung universeller Konstanten. Als Resultat finden wir: Auch die klassischen Gesetze für die Wirkung eines Magnetfeldes sind im Atommodell anwendbar.

§ 2. Methode.

Die Berechnung zerlegen wir in verschiedene Schritte:

Der erste Schritt besteht darin, daß wir die veränderte Bewegung der Elektronen berechnen bei einem H_2-Modell, dessen Konstitution durch vorläufige Weglassung einer Quantenhypothese noch nicht vollständig festgelegt ist. Als störende Kräfte kommen in Betracht:

1. die bekannten der Geschwindigkeit proportionalen Kräfte des Magnetfeldes,
2. die elektrischen Kräfte einer beliebig polarisierten auffallenden Lichtwelle.

Die allgemeinen Gleichungen werden im Sinne der Störungsrechnung durch sukzessive Näherung gelöst, und zwar wird als Ausgangspunkt der Näherung eine „ungestörte" Bewegung gewählt, bei der die beiden Elektronen auf einem Kreise vom Radius a mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω rotieren. Die hier angedeutete Rechnung ist nur insofern von der Debyeschen verschieden, als durch Anwesenheit des Magnetfeldes die störenden Kräfte etwas komplizierter sind. Bei der ungestörten Bewegung, von der wir ausgehen, sind die Ausgangswerte von a und ω in gewohnter Weise dadurch miteinander verknüpft, daß sich die anziehende Kraft der Kerne, die gegenseitige Abstoßung der Elektronen, Zentrifugalkraft und Wirkung der magnetischen Komponente in Richtung der Verbindungslinie der Kerne des H_2-Moleküls das Gleichgewicht halten mußten. Es sind also zunächst noch sehr viele verschiedene Modelle möglich, z. B. je nach Wahl von ω.

Die Störungsrechnung sei erledigt. Dann tritt die Frage an uns heran: Welche Werte von a und ω im Magnetfelde entsprechen den durch die h-Hypothese bestimmten Werten a_0 und ω_0 im unbeeinflußten H_2-Modell? Auf jeden Fall sind die Änderungen, die a_0 und ω_0 erfahren haben, kleine Größen. Wir setzen deshalb $a = a_0 + \delta a$, $\omega = \omega_0 + \delta\omega$. Die eine Gleichgewichtsbedingung, von der oben die Rede war, ist dann als lineare Gleichung in δa und $\delta\omega$ zu schreiben. Es handelt sich darum, eine zweite Gleichung zwischen diesen Größen zu bestimmen. Zu dieser verhilft uns die Bemerkung, daß während des Entstehens des Magnetfeldes im Raume elektrische Kräfte vorhanden waren, die eine Arbeit an den Elektronen des Modells leisteten. Die Gesamtarbeit berechnet sich nach dem Faradayschen Induktionsgesetz. Andererseits müssen wir dieselbe wiederfinden in der kinetischen und potentiellen Energie des Modells, die natürlich ebenfalls in $\delta\omega$ und δa linear ausgedrückt werden kann. So haben wir die gesuchte zweite Gleichung erhalten und können nun schließen (in der bekannten, bei der Erklärung des Diamagnetismus ebenfalls benutzten Art und Weise), daß δa verschwindet und nur $\delta\omega$ einen der Feldstärke proportionalen Wert hat. Damit sind nun auch die Ausgangswerte $a = a_0$ und $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ genau so wie beim unbeeinflußten Molekül auf universelle Größen zurückgeführt. Das Endresultat läßt sich folgendermaßen ausdrücken: Das ganze Gas besteht nach Anlegen des Magnetfeldes aus Molekülen, deren Elektronen pendeln um mittlere Bewegungen, die an sich abhängig sind von der Orientierung des Moleküls in Bezug auf das äußere Magnetfeld.

Der zweite Schritt besteht in der Verwendung der nunmehr bekannten innern Bewegungen zur Berechnung des elektrischen Momentes eines cm³ des Gases. Diese Berechnung wird so ausgeführt, daß für ein H_2-Molekül das elektrische Moment ausgedrückt wird in den verschiedenen Koordinaten und nachträglich gemittelt wird über alle möglichen Orientierungen. Durch Multiplikation mit der Zahl N der Moleküle pro cm³ folgt dann das gesuchte Moment. Der Unterschied gegenüber dem Fall der reinen Dispersion besteht darin, daß dieses mittlere Moment nun infolge der Anwesenheit des Magnetfeldes nicht mehr parallel der erzeugten elektrischen Kraft liegt. Es ist jetzt, allgemein gesprochen, das Moment eine lineare Vektorfunktion der elektrischen Kraftkomponenten. Mit andern Worten, das Wasserstoffgas ist kristallinisch geworden.

Der dritte Schritt würde nun darin bestehen, die soeben als Funktion der elektrischen Kraftkomponenten berechnete Polarisation $\mathfrak{P}$ in die Maxwellschen Gleichungen einzuführen und die möglichen Wellen zu untersuchen. Dieses aber ist schon geschehen, denn unsere lineare Vektorfunktion unterscheidet sich in ihrer allgemeinen Form nicht von der von Drude bei der Erklärung des Faradayeffekts benutzten. Im speziellen besteht natürlich ein wesentlicher Unterschied darin, daß die Koeffizienten der Funktion bei uns durch universelle Größen vollständig bestimmt sind. Wir können die Resultate der Drudeschen Rechnung einfach übernehmen und z. B. behaupten:

In Richtung der magnetischen Feldstärke pflanzen sich eine rechts- und eine links-zirku-

lar polarisierte Welle mit verschiedenen Geschwindigkeiten fort. Der Geschwindigkeitsunterschied ist der Feldstärke in erster Näherung proportional. Bekanntlich ist diese zirkulare Doppelbrechung identisch mit dem Vorhandensein der Drehung der Polarisationsebene, und wir können also schließlich diese Drehung ϑ darstellen in der bekannten Form

$$\vartheta = V \cdot l \cdot H$$

(H = magnetische Feldstärke in Gauß),
(l = vom Lichtstrahl im Körper zurückgelegter Weg in cm),
(V = Verdetsche Konstante).

Die Verdetsche Konstante V erscheint auf Grund unserer Theorie als ganz bestimmte Funktion der Schwingungszahl s des einfallenden Lichtes, in der nur N, ε, μ und h als Konstanten vorkommen. Damit ist unsere Aufgabe erledigt.

§ 3. Formeln.

Das Magnetfeld H sei parallel zur z-Achse unseres Koordinatensystems. Dann sind die Komponenten der Polarisation $\mathfrak{P}$, die durch die elektrische Kraft $\mathfrak{E} = Ee^{ist}$ einer einfallenden Lichtwelle hervorgerufen wird:

$$\mathfrak{P}_x = -\frac{N\varepsilon^2}{\mu\omega_0^2}\left(\frac{2}{3}(a+b+c)\mathfrak{E}_x - \frac{i}{3}\frac{\varepsilon}{\mu}\frac{H}{2v\omega_0}\frac{\delta(a+b)}{\delta\left(\frac{s}{\omega_0}\right)}\mathfrak{E}_y\right),$$

$$\mathfrak{P}_y = -\frac{N\varepsilon^2}{\mu\omega_0^2}\left(\frac{2}{3}(a+b+c)\mathfrak{E}_y + \frac{i}{3}\frac{\varepsilon}{\mu}\frac{H}{2v\omega_0}\frac{\delta(a+b)}{\delta\left(\frac{s}{\omega_0}\right)}\mathfrak{E}_x\right),$$

$$\mathfrak{P}_z = -\frac{N\varepsilon^2}{\mu\omega_0^2}\frac{2}{3}(a+b+c)\mathfrak{E}_z.$$

Dabei bedeutet ω_0 die Winkelgeschwindigkeit der Elektronen im Modell, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist. Unter Zugrundelegung der Quantenhypothese: Impulsmoment jedes Elektrons $= \frac{h}{2\pi}$, erhält ω_0 den Wert

$$\omega_0 = \left(\frac{3\sqrt{3}-1}{4}\right)^2 (2\pi)^3 \frac{\varepsilon^4\mu}{h^3}.$$

a, b und c sind Funktionen von $\frac{s}{\omega_0}$, welche auch schon in der Dispersionstheorie vorkommen, nämlich

$$a = \frac{\left(2-\frac{s}{\omega_0}\right)^2 + \frac{3\sqrt{3}}{8(3\sqrt{3}-1)}}{\left(1-\frac{s}{\omega_0}\right)^4 + \frac{21\sqrt{3}-8}{4(3\sqrt{3}-1)}\left(1-\frac{s}{\omega_0}\right)^2 - \frac{27\sqrt{3}-4}{4(3\sqrt{3}-1)^2}},$$

$$b = \frac{\left(2+\frac{s}{\omega_0}\right)^2 + \frac{3\sqrt{3}}{8(3\sqrt{3}-1)}}{\left(1+\frac{s}{\omega_0}\right)^4 + \frac{21\sqrt{3}-8}{4(3\sqrt{3}-1)}\left(1+\frac{s}{\omega_0}\right)^2 - \frac{27\sqrt{3}-4}{4(3\sqrt{3}-1)^2}},$$

$$c = \frac{1}{\left(\frac{s}{\omega_0}\right)^2 - \frac{3\sqrt{3}}{4(3\sqrt{3}-1)}}.$$

Für die Verdetsche Konstante erhalten wir

$$V = \frac{\pi}{v^2}\frac{N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2}{\omega_0^2}\frac{s}{\omega_0}\left|-\frac{1}{3}\frac{\delta(a+b)}{\delta\frac{s}{\omega_0}}\right|.$$

(v = Lichtgeschwindigkeit.)

Entwickelt man nach Potenzen von $\frac{s}{\omega_0}$, und bricht man mit dem Gliede vierter Ordnung ab, so bekommt man:

$$V = \frac{\pi}{v^2}\cdot\frac{N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2}{\omega_0^2}\left\{18{,}22\left(\frac{s}{\omega_0}\right)^2 + 206{,}3\left(\frac{s}{\omega_0}\right)^4\right\}.$$

§ 4. Vergleich mit der Erfahrung.

Die Dispersion der magnetischen Doppelbrechung wurde gemessen von Kundt und Röntgen[1]), Siertsema[2]) und Sirks[3]). Die Messungen von Siertsema beziehen sich auf Wasserstoff von 85 kg Druck und 282,5° abs. Temperatur.

Die Drehung wird von Siertsema dargestellt durch die Formel:

$$V = \frac{\pi}{180\cdot 60}\cdot 10^{-6}\left(\frac{151 \pm 1{,}2}{\lambda^2} + \frac{2{,}38 \pm 0{,}27}{\lambda^4}\right),$$

wobei die Wellenlänge λ in μ auszudrücken ist. Diese experimentelle Formel hat genau denselben Typus wie die theoretisch abgeleitete. Wir können die empirische mit der theoretisch abgeleiteten Formel gliedweise vergleichen und erhalten so die zwei Gleichungen:

$$N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2\cdot 18{,}22\cdot\frac{4\pi^2v^2}{\omega_0^4} = C\cdot\frac{151 \pm 1{,}2}{10^8},$$

$$N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2\cdot 206{,}6\cdot\frac{16\pi^4v^4}{\omega_0^6} = C\cdot\frac{2{,}38 \pm 0{,}27}{10^{16}}.$$

Die Konstante C hat dabei den Wert:

$$C = v^2\cdot\frac{10^{-6}}{180\cdot 60}\cdot\frac{1{,}033\cdot 282{,}5}{85\cdot 273\cdot 0{,}958}\,{}^{4)}.$$

1) A. Kundt u. W. C. Röntgen, Wied. Ann. **10**, 257, 1880.
2) L. H. Siertsema, Arch. Néerl., Série 2, **2**, 291, 1889.
3) J. F. Sirks, diese Zeitschr. **14**, 336, 1913.
4) Die Abweichung vom Boyleschen Gesetz beträgt bei $p = 85$ kg etwa 4,2 Proz. Siehe Siertsema l. c.

Durch Division dieser beiden Formeln folgt zunächst

$$\frac{151}{2,38} \cdot 10^8 = \omega_0^2 \cdot \frac{18 \cdot 22}{206,6} \cdot \frac{1}{4\pi^2 v^2},$$

d. h.

$$\omega_0 = (5,06 \pm 0,28) \cdot 10^{16} \sec^{-1}. \qquad (1)$$

(Der wahrscheinliche Fehler von ω_0 beträgt ca. 6 Proz.)

Setzen wir diesen Wert in die erste Gleichung ein, so berechnet sich andererseits $N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2$ zu:

$$N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2 = (2,94 \pm 0,69) \cdot 10^{45}. \qquad (2)$$

Aus diesen zwei Werten ω_0 und $N\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^2$ lassen sich zwei der universellen Größen N, ε, μ, h berechnen, wenn die anderen zwei gegeben sind. Nehmen wir z. B. für $N\varepsilon$ den Wert, der sich aus der elektrolytischen Ladung eines Grammatoms $E = 96470$ Coulomb, dem Atomgewicht $A = 1,008$ und der Dichte $\delta = 8,985 \cdot 10^{-5}$ des Wasserstoffs bestimmt zu

$$N\varepsilon = \frac{E}{2A\delta} = 1,289 \cdot 10^{10},$$

so folgt aus (2) für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ der Wert:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = (4,78 \pm 0,59) \cdot 10^{17}.$$

(Der wahrscheinliche Fehler beträgt ca. 12 Proz.)

Nehmen wir zu diesem noch den Wert $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$ hinzu, so erhalten wir aus (1)

$$\varepsilon = (4,86 \pm 0,17) \cdot 10^{-10}.$$

(Der wahrscheinliche Fehler beträgt ca. 4 Proz.)

Diese Werte sind befriedigend und sprechen zugunsten des Modells.

Ebenso finden wir aus den Messungen von Sirks, wenn wir denselben eine zweikonstantige Formel wie oben anpassen[1]), aus den hierbei auftretenden Konstanten und unter Zugrundelegung von

$$N = 2,83 \cdot 10^{19} \text{ und } \frac{\varepsilon}{\mu} = 5,31 \cdot 10^{17}$$

für ε und h die Werte

$$\varepsilon = 4,60 \cdot 10^{-10}, \qquad h = 6,64 \cdot 10^{-27}.$$

1) Es ist diese Rechnung deshalb nicht völlig einwandfrei, weil die Sirkschen Messungen sich so weit in das ultraviolette Gebiet hinein erstrecken, daß man sich eigentlich zu ihrer Darstellung einer drei- statt einer zweikonstantigen Formel bedienen müßte.

Göttingen, Theoretische Abteilung des Physikalischen Instituts.

(Eingegangen 7. Januar 1916.)

Über das Wulfsche Elektrometer und das Engler und Sievekingsche Fontaktoskop.

Von B. Walter.

C. Engler, H. Sieveking und A. Koenig beschreiben in ihren „Neuen Beiträgen zur Messung der Radioaktivität von Quellen"[1]), worin sie die Verwendbarkeit des Engler und Sievekingschen Fontaktoskops für den genannten Zweck mit überzeugender Beweiskraft dartun, u. a. auch eine „verbesserte Form des Fontaktoskops", die sich von der alten in der Hauptsache dadurch unterscheidet, das anstelle des bis dahin für diesen Apparat benutzten Exnerschen Elektroskops ein Wulfsches Quarzfadenelektrometer zur Verwendung kommt.

Als ich mich jedoch einige Zeit nach dem Erscheinen jener Abhandlung wegen der darin abgebildeten neuen Form dieses Elektrometers an die Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig wandte, die bekanntlich diese Instrumente herstellt, erhielt ich die Antwort, daß der Apparat von ihnen bisher weder ausgeführt noch ausprobiert sei; und die Angelegenheit scheint auch bis heute noch nicht weiter gefördert zu sein.

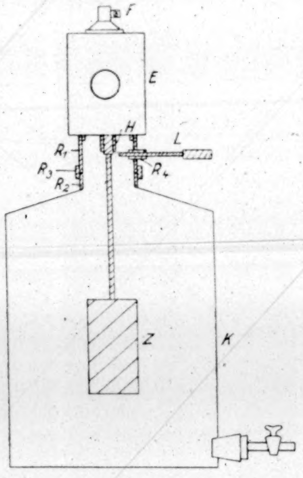
Vor kurzem kam mir nun der Gedanke, daß es möglich sein müsse, das Wulfsche Elektrometer auch in seiner gewöhnlichen Form ohne weiteres für den genannten Zweck zu verwenden; denn nach der ganzen Konstruktion und Wirkungsweise des Fadensystems desselben stand offenbar nichts im Wege, das Instrument einfach überkopf zu stellen und es so — unter Benutzung eines passenden Verbindungsstückes — auf die Kanne des Engler und Sievekingschen Fontaktoskops zu setzen.

Der Versuch rechtfertigte diese Erwartung durchaus; denn das Fadensystem des genannten Elektrometers arbeitete bei umgekehrter Lage des Instrumentes genau so gut wie bei aufrechter; und es war ferner auch die Hauptbedingung für die Anwendbarkeit des Instruments in der neuen Lage, die Bedingung nämlich, daß sich die Fäden desselben beim Anlegen einer bestimmten Spannung auch stets wieder auf die gleichen Skalenteile einstellen, tatsächlich erfüllt. Allerdings war diese Einstellung für die Überkopfstellung des Instruments nicht ganz die gleiche wie für die aufrechte Stellung — was in der Hauptsache daran liegen dürfte, daß das ziemlich schwere Ablesemikroskop des Instruments, das ja überdies noch beweglich an letzterem angebracht ist, in beiden Lagen nicht genau die gleiche Stellung zum Fadensystem

1) C. Engler, H. Sieveking und A. Koenig, Chemiker-Zeitg. 38, 425 u. 446, 1914; siehe auch diese Zeitschr. 15, 441, 1914.

beibehält und daher das Bild des letzteren in beiden Fällen nicht genau auf dieselbe Stelle der im Okular des Mikroskops liegenden Skala fällt —; indessen ist dieser Umstand für die in Rede stehende Benutzungsweise des Instruments ohne Bedeutung, da man dasselbe bei ein und derselben Untersuchung nur in einer der beiden genannten Lagen verwenden wird.

Was sodann die Verbindung des überkopf gestellten Wulfschen Elektrometers mit der Kanne des Engler und Sievekingschen Fontaktoskops anbetrifft, so ist diese leicht in jeder Laboratoriumswerkstatt auszuführen; und die beigegebene Figur zeigt, in welcher Weise sie in der unsrigen nach meinen Angaben bewerkstelligt wurde.



Es stellt darin E das Elektrometer in der mehrfach genannten Lage dar — natürlich ohne seinen Dreifuß, der hier überflüssig ist und sich mit Hilfe der bei F befindlichen Schraube leicht abnehmen läßt.

Man könnte allerdings meinen, daß man diesen Fuß auch in diesem Falle noch gebrauchen könne, um nämlich darauf das Elektrometer, wenn es von der Kanne K abgehoben wird — was ja zum Einfüllen des zu untersuchenden Wassers nötig ist —, zu setzen; indessen wäre dann bei diesem Abheben und Aufsetzen jedesmal ein Umdrehen des ganzen Elektrometers erforderlich, was im Verlaufe einer und derselben Untersuchung besser vermieden wird. Ich setze deshalb das von K abgehobene Elektrometer in solchem Falle stets auf eine zweite Kanne von der gleichen Art wie der in der Figur abgebildeten. Der Besitz einer solchen zweiten Kanne ist ja übrigens auch noch aus mehreren anderen Gründen wünschenswert.

An dem überkopf gestellten Elektrometer E war nun zunächst der Zerstreuungskörper Z des Engler und Sievekingschen Fontaktoskops zu befestigen. Zu diesem Zweck wurde in das isolierte Halterohr H des Elektrometers ein kleiner Messingstift durch seitliche Schrauben fest eingesetzt und in diesem Stift dann der Stiel des Zerstreuungskörpers durch Schraubengewinde befestigt.

Zur eigentlichen Verbindung des Elektrometers mit der Kanne K wurde ferner der dem ersteren Apparat beigegebene Ring R_1 benutzt, der nämlich zufällig genau den gleichen Durchmesser hatte wie der obere Ring R_2 der Kanne K, so daß also um das untere Ende von R_1 nur ein entsprechend weiterer Ring R_3 gelötet zu werden brauchte, um das so auf die Kanne gesetzte Elektrometer vor dem Herabfallen zu bewahren und zugleich ein leichtes Auf- und Absetzen des letzteren zu ermöglichen. Es sei hierbei erwähnt, daß es nicht zweckmäßig sein würde, den Haltering R_3 in das Innere des Rohres R_1 zu verlegen; denn da beim Schütteln der Kanne der innere Rand von R_2 naß wird, so würde sich dann zwischen R_2 und R_3 stets eine Feuchtigkeitsschicht befinden, die zum Rosten der betreffenden Oberflächen Veranlassung geben und dann das Abheben des Elektrometers erschweren würde.

Damit ferner bei diesem Abheben der Ring R_1 stets in fester Verbindung mit dem Elektrometer bleibt, wurde er mit seinem an E befindlichen, auch in der Figur angedeuteten Haltering durch drei Schrauben verbunden.

Da weiter das Ablesemikroskop des Wulfschen Elektrometers ziemlich schwer ist und dieses Instrument daher, wenn auf die Kanne K aufgesetzt ist, die Neigung hat, nach vorn überzukippen, so empfiehlt es sich noch, an ersterem ein Gegengewicht anzubringen. Es liegt nahe, als Ansatzstelle dafür die Fußhaltevorrichtung bei F zu benutzen.

Zum Laden des Elektrometers endlich wurde seitlich in R_1 das kleine, mit einem Hartgummirohr gefütterte Messingrohr R_4 eingelötet, durch welches der Ladestift L mit leichter Reibung hindurchführt. Auf diese Weise ist dann zugleich die Kanne erheblich besser nach außen hin abgeschlossen als bei der alten Form des Fontaktoskops, so daß selbst bei der mehrere Stunden dauernden Beobachtung des Maximalwertes der durch die Radiumemanation und ihre Zerfallsstoffe bewirkten Ionisation ein Verlust an Emanation nicht in Frage kommen

dürfte. Im allgemeinen ist ja aber diese so langwierige Beobachtungsmethode gar nicht nötig.

Es sei noch erwähnt, daß die hier beschriebene neue Form des Kontaktoskops vor der alten — außer den schon von Engler, Sieveking und Koenig a. a. O. vermerkten Vorzügen der schärferen Ablesung und der konstanteren Einstellung des messenden Systems — auch noch den der kleineren Kapazität, d. h. also der größeren Empfindlichkeit, hat; denn die Kapazität meines neuen Instruments ergab sich zu nur 9,7 cm, während diejenige des alten 12,2 cm betragen hatte. Der Unterschied rührt natürlich daher, daß die Kapazität des Wulfschen Elektrometers erheblich geringer ist als die des Exnerschen.

Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß man das Wulfsche Elektrometer in der hier beschriebenen Stellung auch für andere Zwecke als zur Bestimmung der Radioaktivität natürlich oder künstlich aktivierter Wässer, so z. B. auch zur Messung der α-Aktivität fester radioaktiver Stoffe benutzen kann. In diesem Falle hat man nämlich nur anstelle der in Figur gezeichneten Kanne K mit Auslaßhahn eine solche mit seitlicher Tür oder auch eine solche mit abnehmbarem Boden zu verwenden. Ein solcher Apparat besitzt dann bei großer Einfachheit und bequemer Ablesbarkeit eine sehr hohe Empfindlichkeit, so daß sich damit z. B. die α-Strahlung von 1 mg schwarzem Uranoxyd noch mit Sicherheit nachweisen läßt.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium im Januar 1916.

(Eingegangen 10. Januar 1916.)

Energiemessung von ionisierenden Strahlen insbesondere von Röntgenstrahlen[1]).

Von Th. Christen.

Es gibt Energiegrößen, die man in ein Produkt mehrerer Faktoren zerlegen kann: Mechanische Energie = Kraft × Weg, elektrische Energie = Spannung × Stromstärke × Zeit usw. Kann man die einzelnen Faktoren messen, so findet man den Wert der Energie durch Multiplikation. Das bezeichnet man sinngemäß als „direkte Energiemessung".

Alle Energien dagegen, welche sich nicht in dieser Weise direkt messen lassen, sind überhaupt nur meßbar, wenn sie sich entweder aus einer oder in eine direkt meßbare Energieform umsetzen lassen. Solche Verfahren nennt man mit Recht „indirekte Energiemessung". Hierbei ist aber conditio sine qua non, daß das Umsetzungsverhältnis zwischen der direkt meßbaren und der indirekt gemessenen Energie entweder bekannt oder konstant sei.

Die strahlende Energie ist einstweilen einer Zerlegung in einzelne meßbare Faktoren nicht zugänglich. Wir müssen also entweder diejenige Energie messen, aus welcher die strahlende Energie entsteht, oder eine solche Energie, in welche wir die strahlende Energie umwandeln können.

Halten wir uns an das Beispiel einer Röntgenstrahlung, so ist die Energie der unmittelbar vorausgehenden Form, die Kathodenstrahlung, ebenfalls nicht direkt meßbar. Wir müssen schon auf die Energie des Sekundärstromes zurückgreifen. Und tatsächlich ist diese ja auch schon als Maß für die Röntgenenergie gebraucht worden. Einer exakten Verwertung dieser Meßmethode stehen aber zwei Bedenken entgegen:

1. Die großen Schwierigkeiten einer korrekten Bestimmung des Zeit-Integrales

$$\int_0^T v \cdot i \cdot dt,$$

wobei v und i die Momentanwerte von Spannung und Stromstärke bedeuten.

2. Die kaum kontrollierbare Veränderlichkeit des Umsetzungsverhältnisses, wozu dann noch die Verluste im Glas der Röhre und gegebenenfalls auch noch in vorgeschalteten „Strahlenfiltern" treten.

Man verwendet deshalb diese Meßmethode nur zu orientierenden Schätzungen.

Aussichtsreicher sind diejenigen Methoden, welche die strahlende Energie in eine neue Energieform umsetzen, und zwar in eine solche, welche direkt meßbar ist. Bei den Physikern am beliebtesten, und wohl mit Recht, ist die Messung der ionisierenden Wirkung der Strahlen.

Solche „iontometrische" Messungen beruhen auf der Voraussetzung, daß der durch die ionisierende Strahlung erzeugte Sättigungsstrom proportional sei der in dem ionisierten Gas in der Zeiteinheit absorbierten strahlenden Energie.

Baut man eine Ionisationskammer mit solchen Dimensionen, daß ihr ganzer Luftraum für die ionisierende Wirkung der Strahlung ausgenützt wird und daß alle Ionenwege annähernd gleich lang sind, so ist die absorbierte Energiemenge proportional dem Produkt aus der in die Kammer eindringenden Energiemenge, dem Luftweg der Strahlen innerhalb der Kammer und dem Luftabsorptionskoeffizienten der gegebenen Strahlung. Bezeichnet man diesen Koeffizienten mit λ, die in der Zeit T auf die Kammer geworfene strahlende Energie mit E_1, die Tiefe

1) Aus der Strahlenforschungsstelle der Reiniger, Gebbert & Schall-A.-G., München.

der Kammer mit k und den Sättigungsstrom mit i, so gilt

$$i = c \cdot k \cdot \lambda \cdot \frac{E_i}{T}. \tag{1}$$

Ist ferner f die Oberfläche der Kammer und r deren Abstand von der (hemisphärisch[1]) gedachten) Strahlenquelle, so verhält sich die auf die Kammer fallende Energie E_i zu der ganzen von der Strahlenquelle ausgehenden Energie E wie f zu $2\pi r^2$.

$$\frac{E_i}{E} = \frac{f}{2\pi r^2}, \tag{2}$$

so daß

$$i = c \cdot \lambda \cdot \frac{E}{T} \cdot \frac{k \cdot f}{2\pi r^2}. \tag{3}$$

Nun ist

$$k \cdot f = v \tag{4}$$

das Volumen der Ionisationskammer. Ferner ist

$$\frac{E}{T} = L \tag{5}$$

die Leistung der Strahlenquelle. Vereinigt man endlich noch die Konstanten in eine einzige

$$\frac{2\pi}{c} = C, \tag{6}$$

so kommt

$$L = C \cdot i \cdot \frac{r^2}{\lambda \cdot v}. \tag{7}$$

Die Konstante C wird man so wählen, daß man für die praktischen Messungen eine bequeme Einheit bekommt.

Eine andere Größe, deren Messung oft gefordert wird, ist die Intensität. Diese ist definiert als diejenige Menge strahlender Energie, welche in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit fällt, also nach unserer Bezeichnung

$$J = \frac{E_i}{f \cdot T} \tag{8}$$

und nach Gleichung (1)

$$J = \frac{i}{c \cdot v \cdot \lambda} = \frac{C \cdot i}{2\pi \cdot \lambda \cdot v}. \tag{9}$$

Etwas ganz anderes ist das, was man in der Medizin unter „Dosis" versteht. Dosis ist die in der Volumeinheit absorbierte Menge strahlender Energie.

Die Behandlung des Dosierungsproblems der Röntgenstrahlen und γ-Strahlen wird dadurch vereinfacht, daß man mit einer für medizinische Zwecke genügenden Annäherung die Absorptionskoeffizienten für organische Gewebe (Knochen ausgenommen) gleich denjenigen für Wasser setzen kann. Diese Koeffizienten sollen im folgenden mit γ bezeichnet werden.

Erinnern wir uns unserer früheren Bezeichnung, so fällt auf ein Körperelement, dessen Oberfläche $= f$, die Menge strahlender Energie E_i. Hat das Körperelement die Höhe k, so ist die in dessen Volumen V, absorbierte Energiemenge

$$D = \frac{k \cdot \gamma \cdot E_i}{v} = \frac{\gamma \cdot E_i}{f} \tag{10}$$

oder nach Gleichung (8)

$$D = \gamma \cdot T \cdot J \tag{11}$$

oder endlich nach Gleichung (9)

$$D = \frac{\gamma}{\lambda \cdot c} \cdot \frac{i \cdot T}{v}. \tag{12}$$

Nun haben wir allen Grund anzunehmen, daß das Verhältnis der Absorptionskoeffizienten γ und λ für Wasser und für Luft innerhalb der zulässigen Fehlergrenze konstant, d. h. vom Härtegrad unabhängig ist[1]). Wir dürfen also die zwei Konstanten $\frac{\gamma}{\lambda}$ und c in eine einzige zusammenfassen,

$$\frac{\gamma}{\lambda \cdot c} = K \tag{13}$$

und erhalten so

$$D = K \cdot \frac{i \cdot T}{v}. \tag{14}$$

Praktisch wird man die Konstante K so wählen, daß man für D als Einheit das Mikrocoulomb oder vielleicht das Zehntelmikrocoulomb pro cm^3 Luft erhält, da letzteres annähernd dem Doppelten der bisher als x bezeichneten empirischen Einheit entspricht.

Vergleicht man jetzt die Formeln (7) und (8) mit (14), so erkennt man, daß allein die Dosis unabhängig vom Härtegrad gemessen werden kann und zwar auch diese nur bei iontometrischer Messung. Die Intensität aber sowohl wie die Leistung sind durch den Sättigungsstrom allein nicht bestimmt.

Es scheint mir sehr wichtig, daß diese Tatsache ein für allemal festgestellt wird, weil nicht nur von Medizinern, sondern mehrfach auch von Physikern speziell die Intensität recht häufig einfach proportional dem durch die Strahlung erzeugten Sättigungsstrom gesetzt wird. Das ist zwar richtig, solange man Strahlungen verschiedener Intensität aber gleichen Härtegrades untersucht. Sobald aber Strahlungen verschiedenen Härtegrades verglichen werden, so ist diese Betrachtungsweise fehlerhaft. Schon bei der Konstruktion von Absorptionskurven hetero-

1) Bei einer sphärischen Strahlenquelle wäre der Faktor 2 in Gleichung (2) durch 4 zu ersetzen.

1) Allerdings ist meines Wissens diese Frage für hohe Härtegrade noch nicht untersucht worden.

gener Strahlen, wo bekanntlich nach dem Röntgenschen Absorptionsgesetz der Härtegrad mit steigender Dicke der absorbierenden Schicht ständig zunimmt, darf man nicht einfach den Sättigungsstrom als Maß für die Intensität der Strahlung nehmen. Denn der Sättigungsstrom ist proportional dem Produkt aus der Intensität und dem Luftabsorptionskoeffizienten; letzterer aber ist eine variable Größe.

Betrachten wir unter diesem Gesichtspunkt, um ein besonders interessantes Beispiel herauszugreifen, die im übrigen vorzügliche Arbeit von Kröncke: „Über die Messung der Intensität und Härte der Röntgenstrahlen" (Diss. Göttingen 1913). Hier findet sich zunächst auf S. 7 eine durchaus korrekte Definition der Intensität. Dann aber wird durchweg der Sättigungsstrom als Maß für die Intensität verwendet.

Da, wo der Verfasser mit der Beschreibung seiner Ergebnisse beginnt (S. 26), hat es zwar nichts auf sich, weil er in dem ersten Abschnitt die Spannung an der Röhre und damit auch den Härtegrad konstant hält. Im nächsten Kapitel dagegen (S. 27) fängt er nun an, bei verschiedenen Spannungen zu vergleichen und findet, daß die Intensität eine algebraische Funktion zweiten Grades der Spannung ist. Beachtet man aber, daß der vom Verfasser als konstant vorausgesetzte Luftabsorptionskoeffizient ebenfalls eine Funktion der Spannung ist, und zwar ungefähr eine lineare, so müßte nach den experimentellen Ergebnissen Kröncke s die Intensität eine algebraische Funktion 3. Grades der Spannung sein. Ein höchst merkwürdiges Ergebnis, das gewiß der Nachprüfung wert sein dürfte!

Das Auftreten dieser Funktion 3. Grades ist so merkwürdig, daß unwillkürlich ein Zweifel auftaucht, ob denn auch wirklich der Sättigungsstrom der in der Luft absorbierten Energie streng proportional sei oder ob nicht am Ende das als Proportionalitätskonstante aufzufassende Umsetzungsverhältnis zwischen der absorbierten Energie und der Ionisation eine Funktion der Wellenlänge sei, etwa auf Kosten von gleichzeitig entstehender Erwärmung der Luft.

Das scheint mir eine außerordentlich wichtige grundsätzliche Frage, auf welche ich in der bisherigen Literatur über Strahlenmessung keine Antwort finde.

Zusammenfassung.

Es wird darauf aufmerksam gemacht, wie wichtig es ist, die Bedeutung des Luftabsorptionskoeffizienten für iontometrische Messungen nicht zu übersehen. Bei Messung von Leistungen und Intensitäten verschiedenen Härtegrades führt das Übersehen der genannten Tatsache direkt zu Fehlschlüssen.

Bei iontometrischer Messung einer Dosis dagegen fällt der Einfluß der Luftabsorptionskoeffizienten fort, weil das in der Gleichung auftretende Verhältnis zwischen den Absorptionskoeffizienten von Luft und von Wasser einstweilen als konstant gilt.

Ob diese Voraussetzung auch für sehr harte Strahlen gilt, scheint zur Zeit noch nicht sicher erwiesen.

Ferner bestehen Zweifel darüber, ob das Umsetzungsverhältnis zwischen der in der Luft absorbierten strahlenden Energie und der Ionisation konstant, d. h. vom Härtegrad unabhängig ist.

Allen Physikern, welche die Güte haben, mir Material über diese beiden letzten Fragen nachzuweisen, werde ich zu aufrichtigem Dank verpflichtet sein.

(Eingegangen 17. Januar 1916.)

BESPRECHUNGEN.

Festschrift Julius Elster u. Hans Geitel zum sechzigsten Geburtstag[1]) gewidmet von Freunden und Schülern: Arbeiten aus den Gebieten der Physik, Mathematik, Chemie. XI, 719 S. Lex. 8⁰. Mit 149 Abbildungen im Text und auf Tafeln sowie 5 Tabellen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1915. Preis geh. M. 24.—.

Dieser stattliche, einundsechzig Arbeiten, teils theoretischen, teils experimentellen Inhalts, umfassende Band verdankt seine Entstehung einem Entschlusse der drei Schüler Elster und Geitels: Bergwitz, Harms und Witte. Da die beiden letzteren ins Heer traten, hat Bergwitz allein für die Fertigstellung dieses inmitten des Krieges besonders zu würdigenden deutschen Kulturbeweises Sorge getragen. Bergwitz selbst berichtet in „Beiträgen zur Kenntnis der γ-Strahlung des Erdkörpers" über seine Versuche zur Erforschung der durchdringenden Strahlung des Erdkörpers und beschreibt ein Instrumentarium zur Selbstregistrierung, mit dem er über und unter der Erde Ionisationsmessungen vorgenommen hat, die bedeutendes Interesse bieten.

Erwartungsgemäß sind mehrere Arbeiten aus den Forschungsgebieten der Jubilare[1]) vorhanden, unter

1) Vgl. diese Zeitschr. **16**, 241, 1915.

1) In dieser Zeitschr. haben Elster u. Geitel bis jetzt 49 Arbeiten veröffentlicht.

anderem: G. Berndt, „Atmosphärische Elektrizität über dem Meere“; A. Gockel, „Über den elektrischen Leitungsstrom Atmosphäre-Erde“; K. E. F. Schmidt; „Über Gleichgewichtsstörungen der Luftelektrizität“; E. v. Schweidler, „Über die möglichen Quellen der Heßschen Strahlung“. Ferner werden Fragen des periodischen Systems, der Isotopie der Elemente, des Atombaues sowie rein chemische wie physikalisch-chemische Probleme behandelt. Angeführt seien: A. van den Broek, „Atombau und Atomzerfall“ (eine kurze aber konzentrierte Arbeit); K. Fajans, „Die Eigenschaften isotoper Elemente im festen Zustande“ (vgl. seine Arbeit in dieser Zeitschr. **16**, 456, 1915); H. Freundlich und H. Kaempfer, „Über Unterschiede im Verhalten des Thoriums, verglichen mit anderen Fremdstoffen bei der Beeinflussung der Adsorption des Uran X_1 durch Kohle“ (Adsorptionsfragen behandeln ferner: S. Valentiner, „Zur Gasadsorption der Holzkohle“, R. Wachsmuth und M. Seddig, „Über Absorption von *Ra*-Emanation durch Kohle“); Stefan Meyer, „Einige Bemerkungen über Atomeigenschaften“; M. v. Laue, „Die Wanderung von Unstetigkeiten in elektrolytischen Lösungen“; Max Trautz, „Die Additivität der inneren Atomwärmen bei idealen Gasen“. Léon Schames hat eine umfangreiche Arbeit über van der Waalssche und thermodynamische Zustandsgleichung geliefert. Ferner berichtet Ludwig Flamm (Wien) über „Die Gesetze des Durchganges der α-Strahlen durch Luft“ (eine theoretische Bearbeitung vorliegenden experimentellen Materials); Heinrich Mache (Wien), „Über die Korrekturen bei der elektrometrischen Messung schwacher Ionisationsströme und über die Bestimmung kleiner Kapazitäten“, während G. Hoffmann in „Feinregistrierung der Ionisierung in geschlossenen Gefäßen“ einiges über seine hochinteressanten Versuche mit dem von ihm konstruierten Elektrometer mitteilt, welche der experimentellen Beantwortung der Frage, ob die Radioaktivität eine allgemeine Eigenschaft der Elemente sei, zielbewußt näher zu kommen scheinen.

Von experimentellen Arbeiten verschiedenen Inhaltes seien ferner erwähnt: G. Quincke, „Über elektrische Schatten und die abklingende Absorption elektrischer Strahlen durch Isolatoren“ (kurzes Referat seiner diesbezüglichen umfangreichen Arbeiten in den Ann. d. Phys. **43**, 1914); Edgar Meyer und Walther Gerlach, „Über die Gültigkeit der Stokesschen Formel und die Massenbestimmung ultramikroskopischer Partikel“; J. Würschmidt, „Zur Enantiotropie des Wismuts“; Walter König, „Nachweis elastischer Spannungen ringförmiger Körper mit Hilfe künstlicher Doppelbrechung“ (u. a. Versuche an Glasringen); O. Lehmann, „Ausscheidungen, Niederschläge und flüssige Kristalle“; Himstedt, „Versuche über die elektrische Doppelbrechung“; weiter eine ziemlich große Arbeit von H. Dießelhorst, H. Freundlich und W. Leonhardt über „Die Doppelbrechung des Vanadinpentoxydsols“, ferner von Walther Biegon v. Czudnochowski, „Kathodokoloreszenz, Permutierende Lumineszenz und Thermoluminovariabilität“ sowie eine interessante, eigenartige Untersuchung von P. Lenard, „Über die druckzerstörten Erdalkaliphosphore“; endlich eine Arbeit von W. Schlichter, „Die spontane glühelektrische Emission bei Platin“ (vgl. Ann. d. Phys. **47**, 573, 1915).

Von rein mathematischen Arbeiten seien angeführt: H. E. Timerding, „Über die Raumzeitvektoren und ihre geometrische Behandlung“ und die möglicherweise für verschiedene physikalische Anwendungsgebiete nützliche Untersuchung von A. Kalähne, „Über Sinusschwingungen mit nichtlinearen Kraftgesetzen“.

Ferner sind eine Reihe von hervorragenden theoretisch-physikalischen Arbeiten im engeren Sinne vorhanden. Vor allem sei hingewiesen auf die — wohl letzte[1]) — Veröffentlichung von Eduard Riecke, „Zur Elektronentheorie der thermoelektrischen und elektrothermischen Erscheinungen“. (Seite 70 bis 104.) Es handelt sich dabei um eine teilweise Neubearbeitung seiner bekannten 1908 in den Annalen publizierten Arbeit: „Zur Theorie des Galvanismus und der Wärme“, deren Bedeutung für die weitere Entwickelung dieses Gebietes wohl nicht immer gebührend erkannt worden ist. Riecke hat das Verdienst, die verschiedenen damals vorliegenden Gedanken einer „Mitführungstheorie“ in eine brauchbare Form gebracht zu haben und auf Riecke fußend ist dann Drude durch seine bekannten vereinfachenden Annahmen, die ihm den Anschluß an die kinetische Gastheorie ermöglichten, zu Resultaten gelangt die nähere Vergleiche mit der Erfahrung gestatteten; die Proportionalität des Leitverhältnisses mit der absoluten Temperatur — das seit Drudes Theorie soviel gefeierte Wiedemann-Franzsche Gesetz — findet sich aber auch schon bei Riecke in Gleichung (14) seiner alten Arbeit. Die neue Darstellung von Riecke verwendet für die lebendige Kraft der freien Elektronen den Drudeschen Ansatz (αT), arbeitet nur noch mit negativen Elektrizitätsträgern und führt für die Geschwindigkeiten das Maxwellsche Verteilungsgesetz ein. Dadurch werden die Endformeln von Riecke mit denen von Lorentz identisch. Für die Abhängigkeit der Elektronendichte von der Temperatur ist der alte Ansatz $N = N_0 (1 + \delta t)$ beibehalten worden. Die thermomagnetischen und galvanomagnetischen Erscheinungen sind nicht mit behandelt. Der Inhalt läßt sich etwa so kennzeichnen: Ableitung des Wärmeleitungskoeffizienten und des Faktors ω der Mitführung der Elektrizität durch Wärme — elektrische Leitfähigkeit und Koeffizient der Mitführung der Elektrizität für Wärme (wird universelle Konstante im Gegensatz zu ω worin noch δ) — Erörterung der „verschiedenen Arten“ von elektrischer und Wärmeleitung je nach den äußeren Bedingungen von Wärmezu- und abfuhr und Isolierung des betrachteten Metallzylinders. Dann folgt Ableitung der „Voltaschen Kontaktkraft“ (d. h. die innere, zwei verlöteten Metallstücken entsprechende), der Thermokraft infolge der Lötstelle, der „inneren thermoelektrischen Kräfte“ (elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle[2]), der gesamten Thermokraft und schließlich eine Tabelle mit Verhältniszahlen der Elektronendichten und Differenzwerten des δ. Hierbei weist Riecke auf die mögliche Notwendigkeit der Einführung „positiver Elektronen“ hin. Der letzte Abschnitt behandelt Joule-, Thomson- und Peltierwärme und die Gültigkeit der beiden Hauptsätze der Thermodynamik für den thermoelektrischen Kreis. Nach Aufstellung der Beziehungen der „thermoelektrischen Konstanten“ zum Peltier- und Thomsoneffekt und Erörterungen über Temperaturkoeffizienten, Weglänge und Elektronendichte wird das „Spannungsgesetz“ behandelt unter Einführung einer „spezifischen Spannung der Elektronen im Metall“ (S) deren Werte auch berechnet werden. Das „Leitverhältnis“ ist in dieser Arbeit numerisch nicht diskutiert worden: es lag wohl nicht in Rieckes Absicht an dieser Stelle erschöpfend zu sein — jedenfalls aber wird sich die Theorie trotz ihres bekanntlich beschränkten Gültigkeitsbereiches solange nicht ignorieren lassen, als bis sie einer allgemeineren, gegen tiefe Temperaturen zu gültigen Theorie sich eingliedern lassen wird.

1) Vgl. diese Zeitschr. **16**, 217, 1915.

2) Vgl. H. Hörig, diese Zeitschr. **14**, 446, 1913; **15**, 388, 1914. Ann. d. Phys. **43**, 525, 1914.

Neben einer Arbeit von F. A. Schulze über „Beiträge zu der Regel von der Konstanz der molekularen inneren Ausdehnungsarbeit von Flüssigkeiten bei Erwärmung“ sei auf eine kurze Mitteilung von J. Stark aufmerksam gemacht: „Zerlegung von Serienlinien und Elektronenzahl im Atom“, welche recht beachtenswerte Gesichtspunkte für Atommodelle darlegt. — Von Max Planck rührt ein Artikel her: „Über die Energieverteilung in einem System rotierender Dipole“, auf den Planck selbst unlängst in seiner in den Berichten der Deutschen Phys. Gesellsch. 1915 gegebenen Arbeit: „Die Quantenhypothese für Molekeln mit mehreren Freiheitsgraden“ verwiesen hat. — „Die Bewegung eines elektrischen Teilchens in einem konstanten elektrischen und magnetischen Felde“ hat Dießelhorst mathematisch verfolgt und ist dabei zu recht interessanten Deutungen gewisser Experimente gelangt, während W. Voigt durch Betrachtungen „Über das magnetische Moment einer zirkularpolarisierten Lichtwelle“ die „negativen Ergebnisse aller Versuche zum Nachweise eines magnetischen Momentes einer Lichtwelle begreiflich“ gemacht hat.

Max Born bringt in einem Artikel: „Über die optische Aktivität der Kristalle“ ein sehr willkommenes Referat seiner systematischen Theorie der Kristallgitter, die unter dem Namen „Dynamik der Kristallgitter“ neuerdings bei Teubner erschienen ist.

Besonders hingewiesen sei auf die Arbeit von Gustav Mie: „Das Prinzip von der Relativität des Gravitationspotentials“. Abgesehen davon, daß hier eine sehr angenehme Ergänzung zu seiner fundamentalen Theorie der Materie (Ann. **37**, **39**, **40**) vorliegt, namentlich hinsichtlich der zugrunde liegenden Vorstellungen, setzt Mie in überaus lichtvoller Weise den Pudelskern der hier in Frage kommenden verschiedenen Gravitationstheorien auseinander — kennzeichnet die gemeinsamen fundamentalen Schwierigkeiten, die vorliegen — und zeigt, wie auch seine eigene in der erwähnten früheren Arbeit gegebene Theorie ein Grenzfall einer noch allgemeineren, noch eine große Zahl „möglicher“ Ausarbeitungen umfassenden Gravitationstheorie ist. Wer diese Fragen verfolgt hat, dürfte gerade diese Arbeit mit besonderem Interesse lesen.

Eine umfangreiche Arbeit von A. Sommerfeld ist überschrieben: „Die allgemeine Dispersionsformel nach dem Bohrschen Modell“. Das Dispersionsgesetz wird hier entwickelt „für ein Molekül von axialer Symmetrie, welches aus einer Anzahl Kernen besteht, die auf der Symmetrieachse liegen, und aus einer beliebigen Anzahl Elektronen die auf einem um diese Achse beschriebenen Kreise rotieren. Die von Sommerfeld gegebenen Grundlagen sind außerordentlich allgemein gehalten; erst später wird auf den Elektronenring spezialisiert. Es soll auf diese Weise eine allgemeine Dispersionsformel gewonnen werden, die nicht nur auf das Wasserstoffmodell paßt, sondern als Untersuchungsorgan für den Bau auch komplizierterer Moleküle geeignet ist. In § 15 sind mehrere Modelle durchgerechnet: Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Sauerstoff und mit der Erfahrung verglichen — die Übereinstimmung ist noch nicht überall genügend, aber die prinzipielle Richtigkeit des eingeschlagenen Weges scheint doch durch diese grundlegende Untersuchung außer Zweifel gesetzt zu sein.

Weiter sei noch erwähnt: „Eine Wellenstudie“ von Karl Uller. Es handelt sich um Klarlegung verschiedener wellentheoretischer Begriffe und, wie es scheint, um die Aufdeckung von bisher auf diesem Gebiete nicht bemerkten Unrichtigkeiten, die zum Teil recht weittragend sind: so wird u. a. auch der Helmholtzsche Reziprozitätssatz einer Revision unterzogen, was für den Beweis des Kirchhoffschen Satzes und auch an anderer Stelle in der Theorie der Wärmestrahlung bekanntlich von fundamentaler Bedeutung sein muß.

Zum Schlusse sei noch an einen Beitrag von H. du Bois erinnert über: „Die Einrichtung physikalischer Privatlaboratorien“ — möge der daraus sprechende „private Forschergeist“, dem die Physik schon so vieles zu verdanken hat, im zukünftigen Frieden auch im Deutschen Reiche sich gesund entwickeln! H. Hörig.

J. A. Schouten, Grundlagen der Vektor- und Affinoranalysis. Mit einem Einführungswort von F. Klein und 28 Figuren im Text. gr. 8. VIII u. 266 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1914. Preis geheftet M. 11.—

Ausgehend von der Erkenntnis, daß die Unsicherheit in der Auffassung der verschiedenen Systeme der Vektoranalysis, Quaternionentheorie, Ausdehnungslehre usw. und deren Beziehungen zueinander seinen Grund hat in der mangelnden Klarheit der Verknüpfung von Systemen höherer komplexer Zahlen mit den betreffenden geometrischen Größen — das ist gewissermaßen das persönliche Element, was die Autoren in ihre Systeme hineingelegt haben — bringt Schouten hier vom gruppentheoretischen Standpunkte aus das erlösende Wort, indem er das Kleinsche Prinzip der Klassifizierung der Geometrien, demzufolge eine Geometrie sich darstellt als Invariantentheorie einer bestimmten Transformationsgruppe, zur Bildung der betreffenden Zahlensysteme heranzieht. „Das Prinzip erwies sich als ungemein fruchtbar. Wie im ersten Kapitel gezeigt wird, gelangt man für die Größen in einem Punkt in drei Dimensionen unter Zugrundelegung der Gruppe der Drehungen für die Haupteinteilung der Größen in Ordnungen und der Gruppe der speziellen affinen Transformationen für die feinere Unterscheidung, zu einem System mit 12 Einheiten“. Das so von Schouten entwickelte assoziative System umfaßt alle bis jetzt existierenden Systeme. Nach Ableitung verschiedener Multiplikationen an diesem Systeme und nach Besprechung der geometrischen Bedeutung ist der Verfasser imstande, in strenger Weise das Wesen der vorliegenden Systeme und ihrer Verwandtschaft zueinander und zum allgemeinen System klarzulegen: ein Resultat von grundlegender Bedeutung. Unter anderem ergibt sich so zum ersten Male eine durchaus strenge Begründung der „gewöhnlichen“ Vektoranalysis, es zeigt sich, daß für diese $i_1 \cdot i_1 = -1$ und nicht wie populär geworden $= +1$ das logische Erfordernis ist.

Für die geometrischen Größen erster Ordnung werden im ersten Kapitel die Systeme auch für höhere Dimensionenzahl abgeleitet und diskutiert, während im zweiten Abschnitt die Ausbildung der Analysis der Größen zweiter Ordnung folgt und man dadurch zu dem Hauptinhalte des Werkes, der Affinoranalysis, geführt wird.

Bei den Affinoren tritt zu dem skalaren und vektoriellen Teile noch ein dritter hinzu: der „Deviator“. Demgemäß ergeben sich drei Grundmultiplikationen: die skalare, vektorielle und deviatorische. Der allgemeine Weg zur Ableitung der Systeme höherer Ordnung wird gegeben und es finden sich sowohl für den Mathematiker wie für den Physiker in Hinblick auf die ganze hier vorliegende zusammenhängende Reihe von Analysen, deren erste die Vektoranalysis mit $i_1 i_1 = -1$ ist, recht weittragende Perspektiven. — Dann befreit Schouten die Rechnungsregeln der Affinoranalysis von den Koordinaten und nach einer

weitausgreifenden Entwicklung der affinorischen und dyadischen Multiplikationen und der Produkte von Vektoren mit Affinoren und dieser unter sich wird im vierten Kapitel die Dyadenrechnung und die Beziehung der Affinoranalysis zu andern Analysen zweiter Ordnung behandelt. Auch die Voigtsche Tensoranalysis findet sich hier. —

Die im fünften Kapitel erfolgende Ausbildung der infinitesimalen Operatoren, die natürlich auch zur Behandlung eines Affinorfeldes führt, bringt eine Fülle von mathematischen Methoden für den Physiker — dies wird im Schlußkapitel dargetan an der Behandlung verschiedener physikalischer Probleme. Ohne im einzelnen hierauf einzugehen, muß jedenfalls gesagt werden, daß diese Arbeit von Schouten durchaus dazu berufen scheint dem jetzigen theoretischen Physiker neue Hilfsmittel und prinzipielle Anregungen zu geben. Speziell in der Elastizitätstheorie ergeben sich ganz besondere Vorteile. Wenn man schließlich an die Entwicklung denkt, welche z. B. die dem relativitätstheoretischen Boden entwachsenen Theorien der Gravitation genommen haben, so dürften sich auch für diese Gebiete hochbedeutende mathematische Ausbildungsmöglichkeiten ergeben.

In einem Anhange sind die Formeln übersichtlich geordnet und daran schließt sich ein großes chronologisch geordnetes Literaturverzeichnis und ein sorgfältiges Register. Für den Physiker ist es schließlich interessant, daß der Autor neben allen rein mathematischen Gesichtspunkten auf die praktische Verwendbarkeit des Systems großen Wert legt. Schouten selbst ist übrigens (vgl. Vorwort von Klein und dazu Anhang, Seite 233) von den vektoriellen Problemen der Elektrotechnik her zur Grundlegung seines Systems gelangt. Der theoretische Physiker sei mit allem Nachdruck auf diese fundamentale Arbeit hingewiesen. — H. Hörig.

R. Nimführ, Die Luftfahrt. 8°. VIII u. 132 S. m. 60 Abbildungen. 3. Aufl. bearb. von F. Huth. Leipzig, B. G. Teubner. 1913. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Der populären Tendenz der Sammlung (Aus Natur und Geisteswelt), der es angehört, entsprechend ist auch dieses Büchlein in erster Linie zur Orientierung für Laien bestimmt. Auf wissenschaftliche Fragen wird daher nur so weit eingegangen, als es zum Verständnis des Flugproblems unbedingt erforderlich ist. Zunächst werden die physikalischen Grundlagen des statischen und dynamischen Fluges kurz auseinandergesetzt, und im Anschluß daran die Eigentümlichkeiten unserer Atmosphäre, insbesondere das Wesen und die Eigenschaften der Winde erörtert. Darauf folgt ein Kapitel, das sich ziemlich eingehend mit dem Flug der Vögel beschäftigt. In den nächsten Abschnitten wird das Problem der künstlichen Fortbewegung durch die Luft behandelt; besonders ausführlich kommt dabei die Theorie des Freiballons (seine Bewegungsgesetze) zur Sprache. Der 2. Teil des Büchleins schildert die technische Entwickelung der Luftfahrt, und zwar sowohl der Frei- und Lenkballone als auch der Flugzeuge. Besonderer Wert ist dabei immer auf die Darstellung der geschichtlichen Entwickelung gelegt, an die sich dann die Beschreibung einiger charakteristischer moderner Fahrzeuge anschließt. Bei den dynamischen Maschinen werden außer den bis jetzt allein bewährten Drachenflugzeugen auch Schrauben- und Schwingenflieger erörtert. Betz.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

Prof. Dr. **Barkhausen**, von der technischen Hochschule in Dresden ist seit 1. März 1915 als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter bei der Inspektion des Torpedowesens in Kiel tätig.

Wilhelm Baumgartner, Supplent an der k. und k. Oberrealschule, Wien, Henriettenplatz, ist im Herbst 1914 in Galizien gefallen.

Dr. **Max Behacker**, Assistent an der deutschen Universität in Prag ist als Kommandant einer militärischen Arbeiterabteilung Anfang August 1915 bei Kamionka gefallen.

Dr. Phil. **Paul Gehne**, Technischer Hilfsarbeiter am Patentamt ist als Kriegsfreiwilliger im August 1914 eingetreten, war mit einem Reservekorps im Osten, später bei einer Fernsprechabteilung tätig.

Prof. Dr. **Joseph Ritter von Geitler**, Vorstand des Physikalischen Instituts der Universität Czernowitz, war seit Kriegsbeginn bei der Kassenverwaltung des roten Kreuz in Wien tätig, wurde auf seine Bitte im Juli 1915 als Leutnant zur Dienstleistung in das k. und k. Kriegsministerium in Wien berufen, war im August und September 1915 in technischer Verwendung an der Front, wurde am 1. August 1915 zum Oberleutnant befördert und der Luftschiffabteilung zugeteilt.

Dr. **Sigbert Wiesner**, Probekandidat am k. und k. Maximiliangymnasium in Wien, Oberleutnant d. Res. steht seit 11. Juni 1915 als Kompagnieführer an der österreichischen Ostfront.

Tagesereignisse.

Die Angliederung der **Bergakademie in Berlin** an die Technische Hochschule in Berlin ist für den 1. Oktober 1916 in Aussicht genommen. Die von der Bergakademie bisher benutzten Räume Invalidenstraße 44 werden für die Zwecke der Geologischen Landesanstalt hergerichtet werden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Georg Gehlhoff für Experimentalphysik.

Ernannt: Der Privatdozent für Allgemeine Zoologie und Kolloidchemie an der Universität Leipzig Dr. Wolfgang Ostwald zum a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. B. Dr. Alfred Loewy zum Honorarprofessor für Mathematik daselbst, der Assistent an der Sternwarte München Dr. August Kühl zum Kustos am Erdmagnetischen Observatorium daselbst, der a. o. Professor an der Universität Tübingen, Dr. Edgar Meyer zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Zürich (unter Ablehnung einer gleichzeitig erfolgten Berufung zum ord. Professor der Experimentalphysik an die Universität Göttingen), der a. o. Professor an der Universität München Dr. Alfred Heiduschka zum ord. Professor der Pharmazie und angewandten Chemie an der Universität Würzburg.

Gestorben: Der Dozent für physikalische und metallurgische Chemie am Royal College of Science für Irland in Dublin Dr. James Holms Pollok, der Direktor des Observatoriums Aarhus Astronom Georg Krüger (Erfinder des Fernrohr-Reflektors), der Privatdozent für Radiologie und Vorstand des Instituts für Röntgenstrahlen an der Universität Budapest Dr. Bela Alexander.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.